UNTERSUCHUNGEN RÜCKGESTREUTER ELEKTRONEN AN AMORPHEN AL UND AU SCHICHTEN UND AL EINKRISTALLEN IM ENERGIEBEREICH VON 20 KEV BIS 45 KEV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Hans-Herbert Stoffregen
aus Berlin

Göttingen 1974

UNTERSUCHUNGEN RÜCKGESTREUTER ELEKTRONEN AN AMORPHEN AL UND AU SCHICHTEN UND AL EINKRISTALLEN IM ENERGIEBEREICH VON 20 KEV BIS 45 KEV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Hans-Herbert Stoffregen
aus Berlin

Göttingen 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent : Prof. Dr. A. Flammersfeld
Koreferent : Prof. Dr. G. von Minnigerode

Tag der mündlichen Prüfung : 2. Mai 1974

Inhaltsverzeichnis

		Seite
I.	Einleitung	1
II.	Beschreibung der Apparatur	3
	1. Rückstreukammer	3
	2. Elektronenstrahlerzeugung und Strahldivergenz	7
	3. Elektronen Auffang - Blende und Elektronenstrommeßgerät	11
	4. Halbleiterzähler und Elektronik	12
III.	Eichung der Meßgeräte	13
	1. Si(Li) - Zähler	13
	2. Hochspannung	14
IV.	Elektronenrückstreuung an polykristallinen Au und Al Proben	17
	1. Meßergebnisse	17
	2. Diskussion der Ergebnisse	21
V.	Kanalisierungseffekte	24
	1. Herstellung der Al Einkristalle	24
	2. Messungen und Ergebnisse	27
	3. Diskussion der Ergebnisse	32
VI.	Zusammenfassung	38

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534926_0017

I. Einleitung

Treffen beschleunigte Elektronen auf amorphe Kristallschichten, so können sie um so große Winkel gestreut werden, daß sie wieder an der Auftreffseite austreten.

Die Energieverteilung solcher rückgestreuten Elektronen wurde diffusionstheoretisch von Bothe[1] und Thümmel[2] behandelt.

Experimentell wurde die Energieverteilung bei Primärenergien $E_0 < 100$ keV von Wagner, Brand, Kanter und Kulenkampff[3)-8)] ermittelt. Die Energie der gestreuten Elektronen wurde magnetisch oder mit Hilfe der elektrischen Gegenfeldmethode bestimmt.

Bienlein und Schlosser[9] untersuchten mit Halbleiterzählern von Al und Au Schichten rückgestreute Elektronen der Energien $E_0 = 100$ keV und $E_0 = 75$ keV. Wegen des mäßigen Auflösungsvermögens der Zähler ermittelten die Autoren aus den Rückstreuspektren nur die wahrscheinlichste Energie E_w der rückgestreuten Elektronen, die der Energie im Maximum der Rückstreuspektren entspricht.

In der vorliegenden Arbeit sollen von polykristallinen Al und Au Proben rückgestreute Elektronen der Primärenergien zwischen $E_0 = 25$ keV und $E_0 = 45$ keV mit Hilfe eines Si(Li) - Zählers untersucht werden.

Die Rückstreuspektren sollen Aussagen über den wahrscheinlichsten Energieverlust ΔE_w und den mittleren Energieverlust ΔE_m der Elektronen in den Kristallproben ermöglichen. Der wahrscheinlichste Energieverlust ΔE_w ist als Differenz zwischen Primärenergie E_0 und der Energie E_w im Maximum der Rückstreuspektren, der mittlere Energieverlust ΔE_m als Differenz zwischen Primärenergie E_0 und der mittleren Energie E_m der rückgestreuten Elektronen definiert.

Der Verlauf der Energieverteilungen bei verschiedenen Primärenergien wird untersucht.

Werden Rückstreuexperimente nicht an polykristallinen Proben sondern an Einkristallen durchgeführt, so können Kanalisierungseffekte auftreten. Bei Einschuß in eine niedrig indizierte Richtung oder Ebene eines Einkristalls ändert sich dann die Rückstreurate im Vergleich bei Einschuß in eine nicht ausgezeichnete Richtung oder Ebene.

Rückstreuexperimente sind z.B. von Grachev[10] und Vorob'ev[11] durchgeführt worden. Grachev untersuchte Kanalisierungseffekte bei einer Primärenergie E_o = 50 keV an Cu Einkristallen. Vorob'ev führte Kanalisierungsexperimente an NaCl Kristallen durch. Als Elektronenquelle diente ein radioaktives $(Sr - Y)^{90}$ Präparat, welches Elektronen der Energien $E_o \leq 2{,}26$ MeV lieferte.

In der vorliegenden Arbeit sollen Kanalisierungseffekte an Al Einkristallen durch Elektronenrückstreuung beobachtet werden.

II. Beschreibung der Apparatur

1. Rückstreukammer

Die Apparatur zur Messung rückgestreuter Elektronen ist in Abb. 1 und Abb. 2 dargestellt.

Der zylindrische Hauptteil der Kammer besteht aus Dural. Der Innendurchmesser beträgt 200 mm, die Höhe 170 mm.

Um Emission von Sekundärelektronen und Streuung an den Wänden möglichst gering zu halten, wurden die Innenwände der Kammer mit in Wasser gelöstem kolloidalen Graphit+) bestrichen.

Um Kanalisierungseffekte zu beobachten, mußten verschiedene Einstellungen der Einkristalle in bezug auf den Elektronenstrahl möglich sein.

Daher diente als Kristallhalter ein Drei - Achsen - Goniometer, welches an der Deckplatte befestigt war. Die Einstellgenauigkeit der von außen einstellbaren Azimutwinkel φ , Polarwinkel ϑ und Kippwinkel ψ betrug $0{,}1^{\circ}$ (Abb. 3).

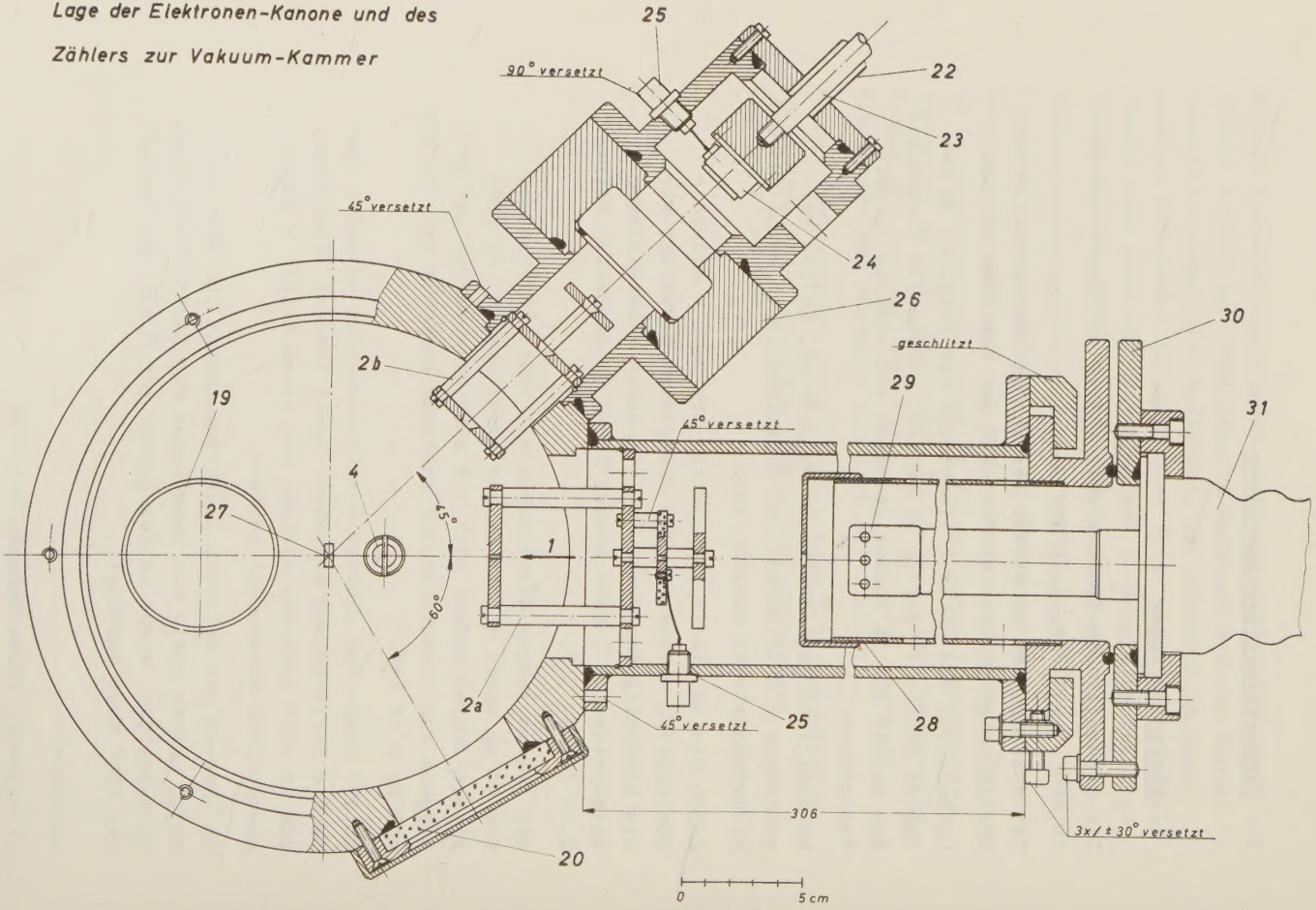
Ein 306 mm langes Messingrohr mit einem Durchmesser von 90 mm wurde an die Kammer angeflanscht. Am Ende dieses Rohres befand sich die Elektronenkanone zur Erzeugung von Elektronen der Energien zwischen E_0 = 20 keV und E_0 = 45 keV.

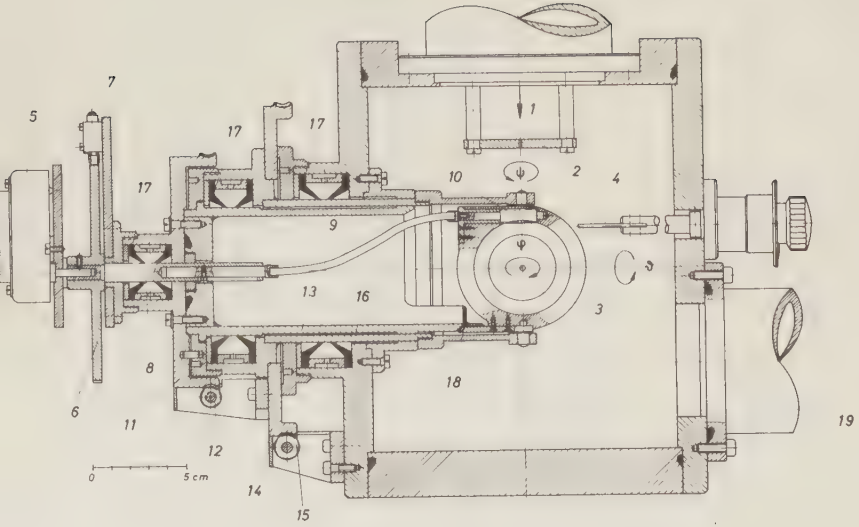
Um 45° gegen das Elektronenerzeugersystem versetzt wurde die Zählerkammer angebaut. Somit konnten Elektronen, die um 145° gestreut wurden, von einem Si(Li) - Zähler energetisch untersucht werden.

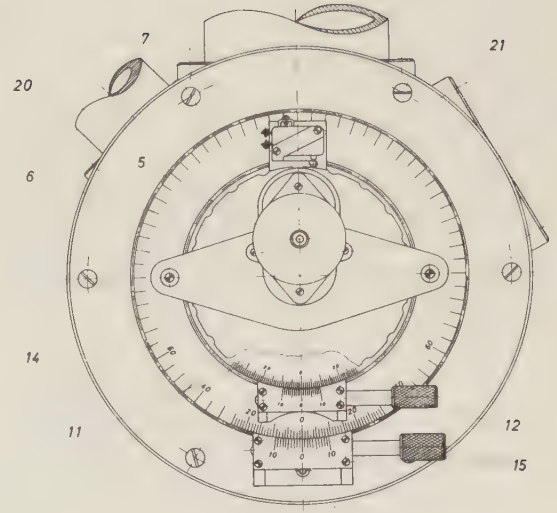
Um Überschläge zwischen Elektronenkanone und der geerdeten Kammer sowie ein Beschlagen des Halbleiterzählers zu vermeiden, wurde in der Kammer ein Druck von besser als 10^{-5} Torr benötigt.

+) Aquadag; Firma Schaaf, Duisburg

Lage der Elektronen-Kanone und des Zählers zur Vakuum-Kammer




1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
0
5 cm


5
6
7
11
12
14
15
20
21

Beschriftung zu Abb. 1 und Abb. 2

1) Einfallender Elektronenstrahl
2) a) Blendensystem für den auf den kristall treffenden Elektronenstrahl
   b) Blendensystem für den vom kristall kommenden Elektronenstrahl
3) Kristallträger
4) Versenkbarer Fluoreszenzschirm
5) Antriebsmotor mit Getriebe für Winkelbereich φ
6) Drehscheibe mit 20 Einfräsungen
7) Mikroschalter
8) Drehachse für Winkel φ
9) Biegsame Welle
10) Antriebsschnecke für Winkel φ
11) Skalenscheibe mit Zahnkranz für Winkel ψ
12) Antriebsschnecke für Winkel ψ
13) Drehachse für Winkel ψ
14) Skalenscheibe mit Zahnkranz für Winkel ϑ
15) Antriebsschnecke für Winkel ϑ
16) Drehachse für Winkel ϑ
17) Vakuumdichte Drehdurchführung
18) Kegelradsegmente
19) Anschluß zur Vakuumpumpe
20) Sichtfenster mit Bleiglas
21) Zähleranschluß
22) V2A - Rohr zur Kälteisolierung
23) Kühlfinger aus Kupfer
24) Zähler
25) Verbindung BNC Stecker und Elektronen Auffang - Blende
26) Flachschieberventil NW 40
27) Kristall
28) Anodenrohr
29) Wehnelt - Zylinder
30) Justiervorrichtung für Wehnelt - Zylinder
31) Porzellankörper

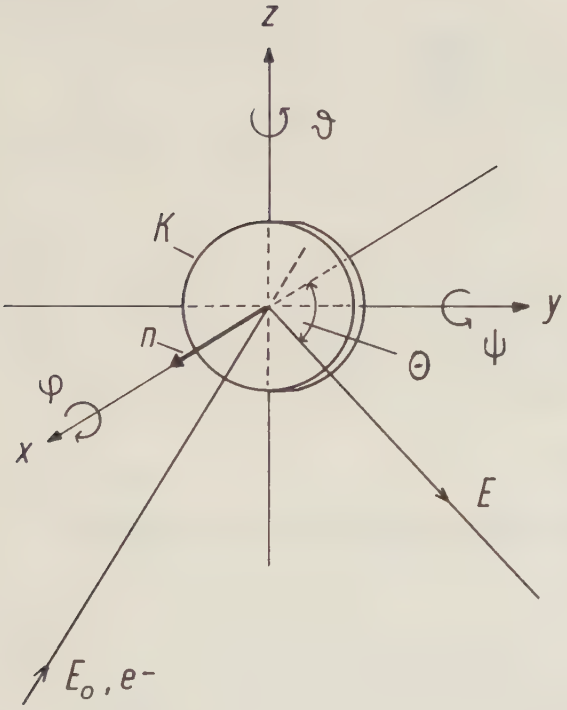


Abb. 3 : Schematische Darstellung der Winkeleinstellmöglichkeiten des Kristalls K mit Hilfe des Goniometers in der Rückstreukammer (Abb. 1, Abb. 2).

n = Oberflächennormale des Kristalls K

E_o = Richtung der einfallenden Elektronen e^- der Primärenergie E_o

E = Richtung der gestreuten Elektronen der Energie E

Θ = Streuwinkel in x - y Ebene

φ = Azimutwinkel, Drehung um Oberflächennormale n

ϑ = Polarwinkel, Drehung um z - Achse

ψ = Kippwinkel, Drehung um y - Achse

Das Pumpensystem war durch ein Loch in der Bodenplatte mit der Kammer verbunden.

Eine Öldiffusionspumpe[+)] hielt in der Kammer einen Druck von besser als 10^{-5} Torr aufrecht. Das zur Inbetriebnahme notwendige Vorvakuum von 10^{-2} Torr wurde von einer zweistufigen Drehschieberpumpe[++)] erzeugt.

Den Druck ermittelte ein Penning - Vakuummeter. Dieses wurde an der Bodenplatte so befestigt, daß der Permanentmagnet den Elektronenstrahl nicht beeinflußte.

Je ein Flachschieberventil befand sich zwischen Hauptkammer und Zählerkammer bzw. Pumpensystem. Beide Kammerteile waren außerdem direkt durch ein Rohr verbunden. Durch Schließen der Ventile blieb somit im Zählerbereich bei Belüften der Hauptkammer das Vakuum aufrechterhalten; ein Beschlagen des Zählers wurde dadurch vermieden.

2. Elektronenstrahlerzeugung und Strahldivergenz

Um einen Elektronenstrahldurchmesser von $1mm^2$ oder kleiner auf den Rückstreuproben zu erzielen, wurde eine Fernfokuskathode nach Steigerwald[12)+++)] benutzt.

Der haarnadelartige Glühfaden aus Wolfram dient als Kathode und wird von einer kegelförmigen Elektrode umgeben, die auf dem Potential des Wehnelt - Zylinders liegt. Durch diese Anordnung wird ein elektrisches Feld erzeugt, das zunächst auf den Elektronenstrahl zerstreuend und dann sammelnd wirkt.

In Abb. 5 ist der Aufbau einer solchen Fernfokuskathode wiedergegeben.

+) Leybold DO 121
++) Balzer Duo 5
+++) AEG - Zeiß, Oberkochen

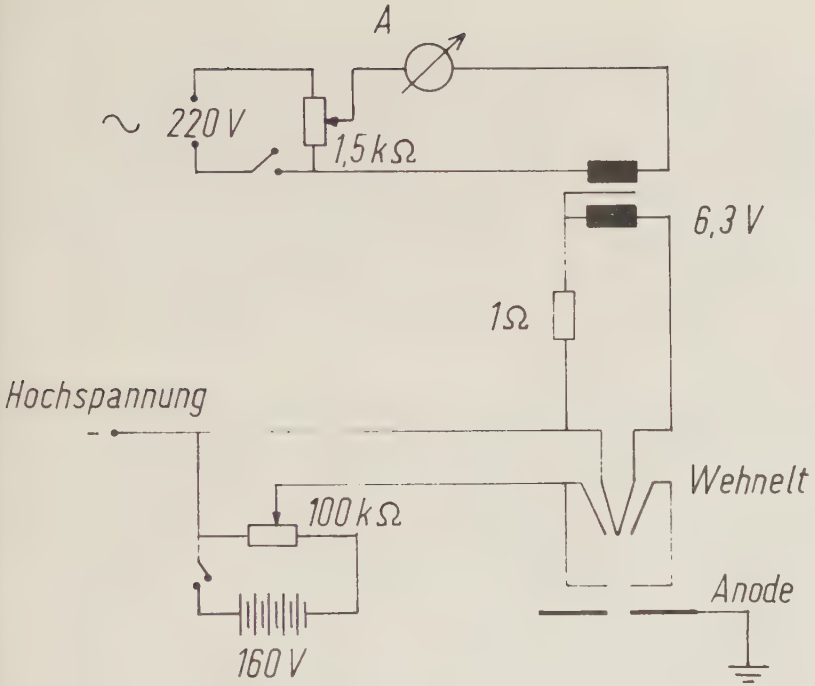


Abb. 4 : Elektrische Schaltung der Elektronenstrahlerzeugung

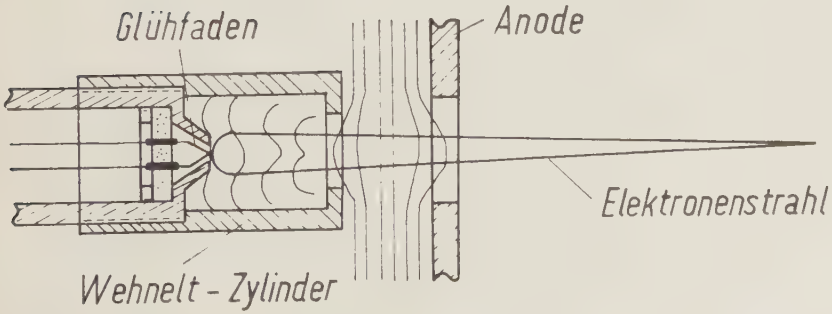


Abb. 5 : Fernfokuskathode nach Steigerwald

Die elektrische Schaltung der Elektronenstrahlerzeugung ist in Abb. 4 dargestellt. Die Rückstreukammer mit Beschleunigungsrohr und Anode liegen auf Erdpotential. Die Kathode ist mit der negativen Hochspannung verbunden.

Die Hochspannung wurde einem vierstufigen Kaskadengenerator[+)] entnommen. Eine von einem Röhrengenerator erzeugte Hochfrequenzspannung von ca. 100 kHz wurde dabei zunächst auf 6 $kV_{eff.}$ transformiert, um dann in einer Greinacher - Kaskade gleichgerichtet und auf das Achtfache vervielfacht zu werden.

Die Welligkeit der Gleichspannung wird durch die hohe Frequenz des benutzten Wechselstroms klein gehalten. Mit Hilfe einer Spannungsteilerschaltung wurde die Welligkeit der erzeugten Gleichspannung bestimmt; sie belief sich auf weniger als 0,005 %.

Aus den Angaben des Herstellers ist zu entnehmen, daß die Konstanz der Hochspannung $\pm$ 0,03 % bei Netzspannungsschwankungen von $\pm$ 5,0 % beträgt[++)].

Die Wolframkathode (0,2 mm Ø) wird mit Wechselstrom geheizt. Die Wechselspannung wird von einem magnetischen Stabilisator[+++)] entnommen, der bei einer Eingangsspannung von 170 V bis 240 V eine Ausgangsspannung von (220 $\pm$ 2) V liefert. Diese Spannung wurde auf maximal 6,3 V transformiert. Durch einen 1 Ω Widerstand im Heizkreis wurde der Heizstrom begrenzt.

Da die Kathode auf dem Hochspannungspotential liegt, wurde ein Trenntransformator (1 : 1) eingebaut. Die Heizspannung konnte somit auf der Niederspannungsseite mit Hilfe eines Regeltransformators variiert werden. Die Wehneltspannung wurde einer Anodenbatterie entnommen und durch ein Potentiometer geregelt.

+) AEG - Zeiß, Oberkochen

++) Gerätedaten sind 13) entnommen

+++) Klein, Schongau Lech, AKSK 250

Zwischen der Anode und dem Goniometer befanden sich 4 Blenden (Abb. 1, 2a), so daß die maximale Strahldivergenz $\alpha_{max.}$ der hindurchtretenden Elektronen bei ausgeschalteter Wehneltspannung durch die Blendendurchmesser bestimmt war : $\alpha_{max.} = 1{,}0^{o}$. Bei den Streuexperimenten wurde der Elektronenstrahl durch die an den Wehneltzylinder (Abb. 4) angelegte Spannung fokussiert, so daß dadurch die Strahldivergenz α auf $\alpha = 0{,}3^{o}$ verkleinert wurde.

3. Elektronen Auffang - Blende und Elektronenstrommeßgerät

Um die relative Intensität der auf die Kristallproben treffenden Elektronen zu bestimmen, wurde in den Elektronenstrahl eine auf Plexiglas isolierte Auffang - Blende eingebaut (Abb. 1, 25). Die Auffang - Blende hat einen Außendurchmesser von $\varnothing_a = 27$ mm und in der Mitte eine Bohrung von $\varnothing_i = 1$ mm, durch die ein Teil der Elektronen hindurchtreten konnte. Der von dieser Blende entnommene Elektronenstrom wurde dann mit Hilfe eines Elektrometerverstärkers gemessen.

Die Elektronenladungen wurden auf einem Kondensator gesammelt. Die der gesammelten Ladung und vorgegebenen Kapazität entsprechende Spannung wurde durch einen Elektrometer - Spannungsfolger und anschließenden Gleichspannungsverstärker je nach Einstellung zwischen 1- und 11- fach verstärkt.

Im Elektrometerverstärker konnte dann ein Schwellenwert für die maximale Ladungsaufnahme am Kondensator eingestellt werden. Bei Erreichen der eingestellten Spannung wurde durch ein Relais der Kondensator entladen. Die Kondensatorentladung wurde durch einen Spannungsimpuls am Ausgang angezeigt und von einem Schreiber registriert+).

Mit Hilfe des Elektrometerverstärkers konnten Elektronenströme $I \approx 10^{-9}$ A gemessen werden.

+) Rohde & Schwarz, Enograph G, Type ZSG, BN 18532

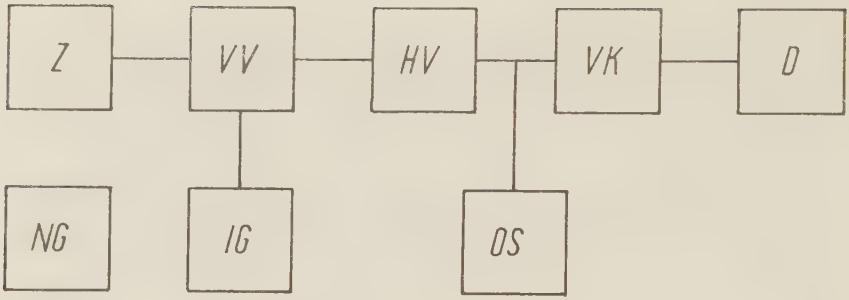


Abb. 6 : Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus
Z : Si(Li) - Zähler (Simtec K 12, 2063 - 1)
NG : Netzgerät
IG : Testimpulsgeber
VV : Vorverstärker (Tennelec TC 135)
HV : Hauptverstärker (Tennelec TC 202)
OS : Oszillograph
VK : Vielkanal (Technical Measurement Corporation)
D : Drucker

4. Halbleiterzähler und Elektronik

Die rückgestreuten Elektronen wurden in einem mit Lithium gedrifteten Si - Halbleiterzähler nachgewiesen. Die Dicke der Nachweiszone betrug 2 mm, seine Zählfläche 100 mm^2.

Zur Herabsetzung des thermischen Rauschens wurde der Zähler auf der Temperatur von flüssigem Stickstoff gehalten. Dazu wurde der Halbleiterzähler auf einem Kupferblock befestigt, der mit einem in flüssigen Stickstoff getauchten Kupferstab verbunden war.

Die Impulse vom Zähler wurden über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und Hauptverstärker auf den Eingang eines 256 - Kanal - Diskriminators gegeben (Abb. 6).

Zwischen dem Si(Li) - Zähler und dem Goniometer befanden sich 3 Blenden mit einem Durchmesser von mindestens 5 mm (Abb. 1, 2b). Das Blendensystem sollte vermeiden, daß Elektronen, die nicht von den Kristallproben rückgestreut wurden, vom Halbleiterzähler registriert werden.

III. Eichung der Meßgeräte

1. Si(Li) - Zähler

Der Si(Li) - Zähler wurde mit Co^{57}, Ba^{133} und Am^{241} Präparaten geeicht. In Tabelle 1 sind die benutzten γ - Energien wiedergegeben.

Tabelle 1 : Benutzte γ - Energien zur Eichung des Si(Li) - Zählers.

Präparat	E_γ [keV]
Co^{57}	14,39 121,94 136,31
Ba^{133}	54,0 80,0
Am^{241}	26,36 59,57

Das energetische Auflösungsvermögen des Zählers für Elektronen der Energien $E \leqslant 100$ keV wurde durch die K- und L - Konversionselektronen des Ag^{107} bestimmt.

Dazu wurde Silber mit Deuteronen im Göttinger Zyklotron aktiviert.

Die Dicke der Silber - Targets war so gewählt, daß die Energieverluste der Konversionselektronen im Target vernachlässigbar waren. Um diese Verhältnisse zu erhalten, mußte Silber auf Hostaphan der Dicke 6 μ aufgedampft werden. Die Schichtdicken des Silbers beliefen sich zwischen $d = 600\,\mu g/cm^2$ und $d = 900\,\mu g/cm^2$.

Die Energieverteilung der K - und L - Konversionselektronen ist in Abb. 7 wiedergegeben. Aus den Meßkurven sind Halbwertsbreiten von 3 keV für Primärenergien $E_K = 67{,}5$ keV und $E_L = 89{,}5$ keV zu entnehmen.

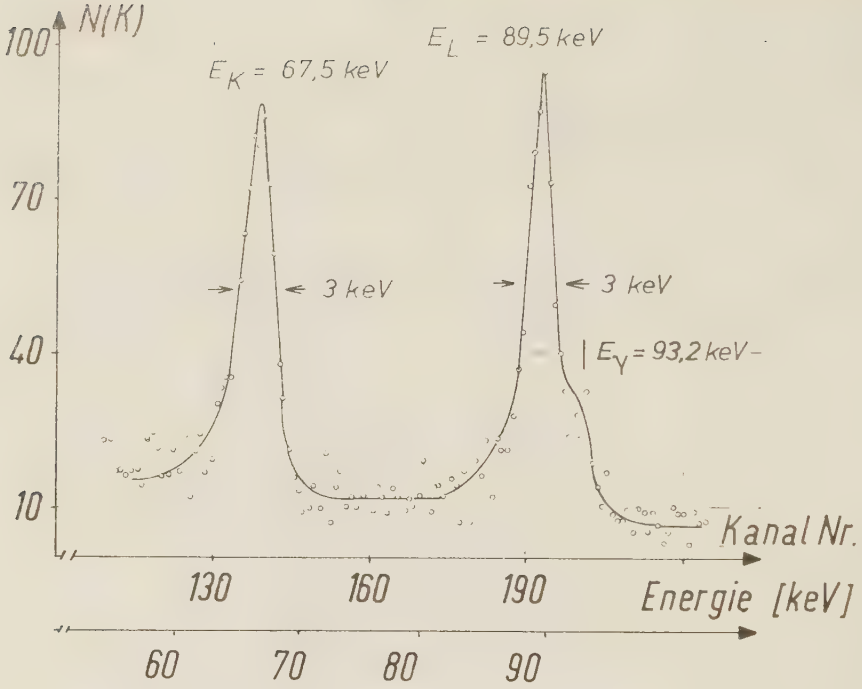


Abb. 7 : Mit Si(Li) - Zähler gemessene Energieverteilung der Konversionselektronen von Ag^{107}.
Targetdicke d = 700 $\mu g/cm^2$. Meßdauer t = 5h.

2. Hochspannung

Da das an der Niederspannungsseite des Kaskadengenerators eingebaute Voltmeter eine Spannung U_g anzeigte, die nicht der Beschleunigungsspannung U_W der Elektronen entsprach, mußte eine Eichung vorgenommen werden.

Ein geeichtes elektrostatisches Hochspannungsvoltmeter nach Starke und Schröder[14] diente zur Bestimmung der Beschleunigungsspannung U_W. Die ermittelten Hochspannungen U_W sind mit einem relativen Fehler von weniger als 2 % behaftet.

Bei Belastung des Kaskadengenerators durch den Elektronenstrom fließt ein Strom I_g, der durch ein an der Niederspannungsseite des Kaskadengenerators eingebautes Ampèremeter bestimmt werden kann. Da die Ablesung des Stroms I_g

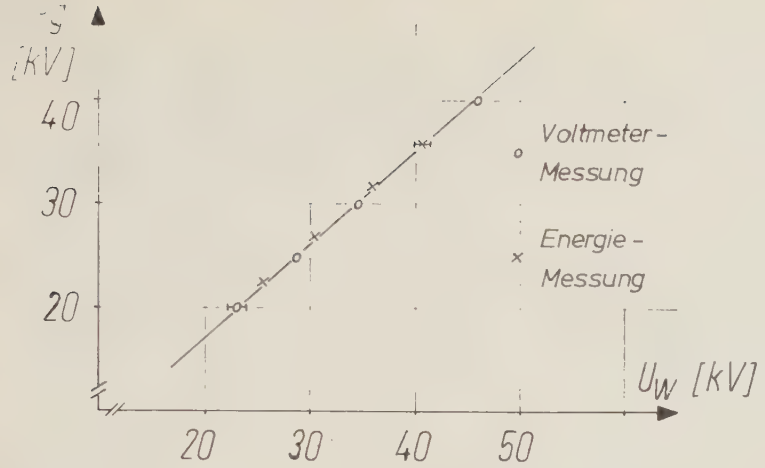


Abb. 8 : Eichung der Beschleunigungsspannung U_W.
Die am Kaskadengenerator angezeigte Spannung U_g ist als Funktion der Beschleunigungsspannung U_W der Elektronen aufgetragen.

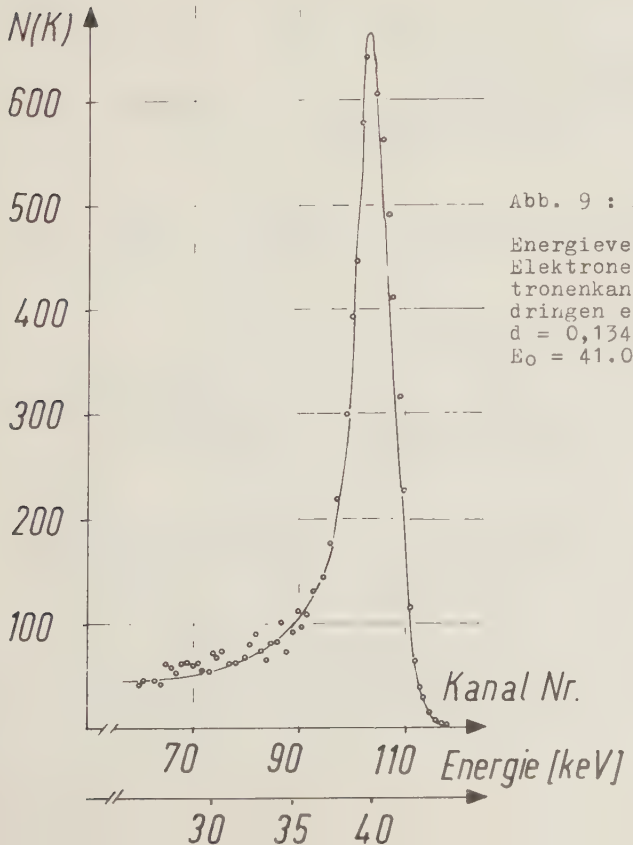


Abb. 9 : mit Si(Li) - Zähler gemessene Energieverteilung von Elektronen aus der Elektronenkanone nach Durchdringen einer Au - Folie.
d = 0,1347 mg/cm^2,
E_o = 41.0 keV.

nur ungenau durchgeführt werden konnte, kann für den Strom I_g nur eine obere Grenze von $I_g \leq 20\,\mu A$ angegeben werden. Der Strom I_g bewirkt einen Spannungsabfall von maximal 1 %, so daß die Eichung bei Belastung durchgeführt wurde.

Die Beschleunigungsspannung U_W wurde gleichzeitig durch Energiemessungen von Elektronen kontrolliert. Dazu wurde die in der Diplomarbeit von Stoffregen[15] verwendete Meßkammer benutzt und mit Hilfe des Si(Li) - Zählers die Energieverteilung der Elektronen ermittelt, wenn sie eine Goldfolie der Dicke $d = 0{,}1347\ mg/cm^2$ durchlaufen haben.

Um die Primärenergie E_0 der Elektronen aus der gemessenen Verteilung zu erhalten, mußte zur wahrscheinlichsten Energie E_W der Elektronen, die der Energie im Maximum der Meßkurven entsprach, der Energieverlust in der Goldfolie addiert werden.

Mit Hilfe der Theorie von Bethe[16] konnte der Energieverlust berechnet werden.

Für kleine Energien ($\beta = v/c \leq 0{,}5$) beträgt danach der mittlere Energieverlust pro cm Weglänge:

$$-\left(\frac{\overline{dE}}{dx}\right) = \frac{4\pi e^4 N Z}{m v^2} \ln \frac{1{,}16\ m v^2}{2 I} \quad \frac{MeV}{cm} \qquad (1)$$

N = Anzahl der Atome pro cm^3 in Au
I = Mittleres Ionisierungspotential
(nach Nelms[17] für Au : 1136 eV)
v = Geschwindigkeit der eingeschossenen Elektronen
c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
m = Ruhmasse des Elektrons

Tabelle 2 gibt die wahrscheinlichsten Energien E_W, die bei benutzter Goldfolie der Dicke $d = 0{,}1347\ mg/cm^2$ nach Formel (1) berechneten Energieverluste ΔE und die daraus resultierenden Primärenergien E_0 wieder.

Tabelle 2 : Berechnung der Primärenergien E_0 aus Durchschußexperimenten mit der Au Folie der Dicke $d = 0{,}1347$ mg/cm^2.

E_W [keV]	+	ΔE [keV]	=	E_0 [keV]
24,8 ± 0,5		0,56 ± 0,06		25,4 ± 0,5
29,8 ± 0,5		0,50 ± 0,05		30,3 ± 0,5
35,5 ± 0,5		0,46 ± 0,05		36,0 ± 0,5
40,5 ± 0,5		0,42 ± 0,04		40,9 ± 0,5

Die den berechneten Primärenergien $E_0 = E_W + \Delta E$ entsprechenden Beschleunigungsspannungen U_W stimmen unter Berücksichtigung der Fehler von maximal 2 % mit den ergebnissen überein, die mit Hilfe des elektrostatischen Hochspannungsmeßgerätes ermittelt wurden (Abb. 8).

In Abb. 9 ist die Energieverteilung von Elektronen der Primärenergie $E_0 = 41{,}0$ keV wiedergegeben, die die Goldfolie der Dicke $d = 0{,}1347$ mg/cm^2 durchsetzt haben.

IV. Elektronenrückstreuung von polykristallinen Au und Al Proben

1. Meßergebnisse

Energieverteilungen rückgestreuter Elektronen mit Primärenergien zwischen $E_0 = 25$ keV und $E_0 = 45$ keV wurden mit Hilfe eines Si(Li) - Zählers untersucht.

Als Streufolien dienten massives Al, massives Au und Au der Dicke $d = 0{,}1347$ mg/cm^2.

Um den Durchmesser des auf die Streuer treffenden Elektronenstrahls auf 1 mm^2 zu begrenzen, mußte die Wehneltspannung für Beschleunigunsspannungen zwischen 20 kV und 45 kV zwischen 60 V und 100 V eingestellt werden.

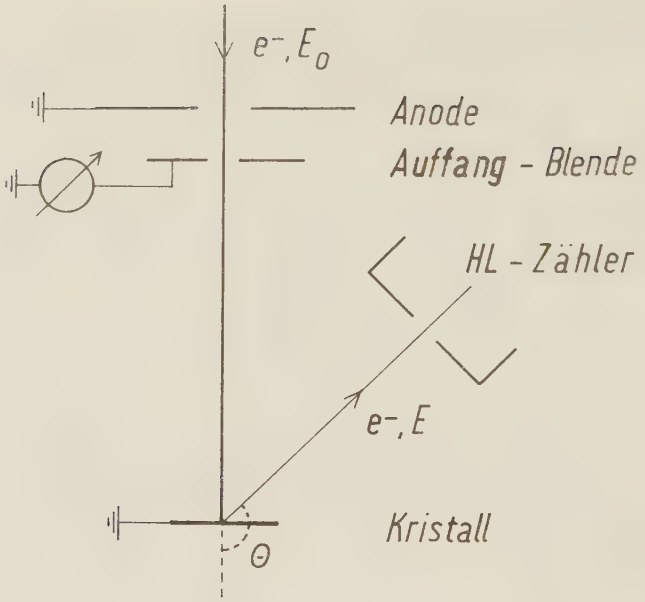


Abb. 10 : Prinzip der Meßanordnung zur Ermittlung rückgestreuter Elektronen.
E_0 = Primärenergie, E = Energie der rückgestreuten Elektronen, Θ = Streuwinkel.

Die polykristallinen Au und Al Proben wurden auf einer Al Halterung befestigt. Um die Energieverteilung der rückgestreuten Elektronen nicht zu verfälschen, wurden die Proben über die Halterung geerdet.

Beispiele der Energieverteilungen rückgestreuter Elektronen sind in Abb. 11, Abb. 12 und Abb. 13 wiedergegeben.

In Abb. 11 ist die Anzahl rückgestreuter Elektronen in beliebigen Einheiten in Abhängigkeit der Energie aufgetragen. Als Streuer diente massives Al, die Primärenergie betrug E_0 = 41,5 keV.

Betrachtet man die Anzahl der rückgestreuten Elektronen als Funktion der Energie E der rückgestreuten Elektronen dividiert durch die Primärenergie E_0, so zeigen diese Rückstreukurven für die Primärenergie E_0 = 36,0 keV, E_0 = 41,5 keV und E_0 = 25,8 keV den gleichen Verlauf.

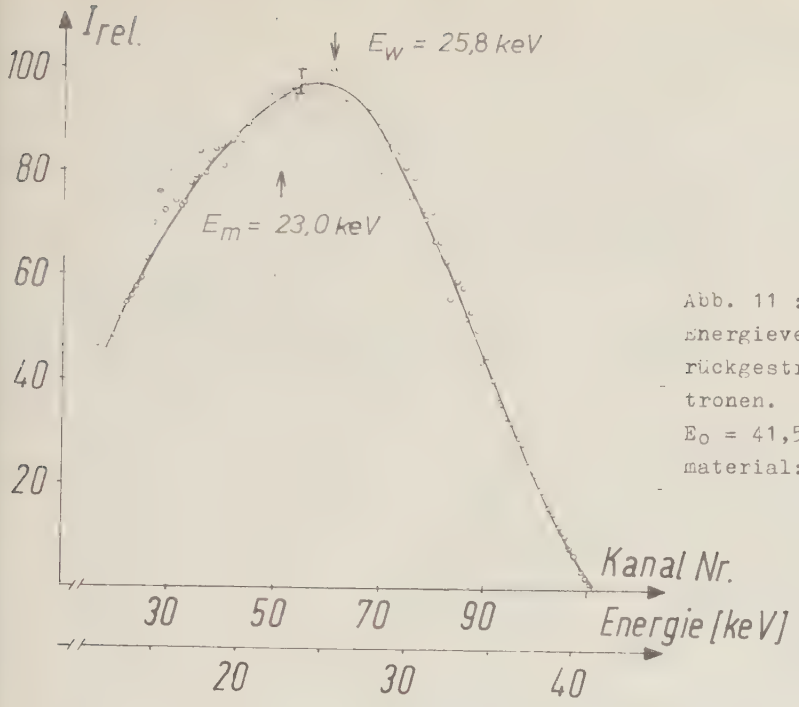


Abb. 11 : Gemessene Energieverteilung rückgestreuter Elektronen. $\Theta = 140^{o}$, E_o = 41,5 keV, Streumaterial: massives Al

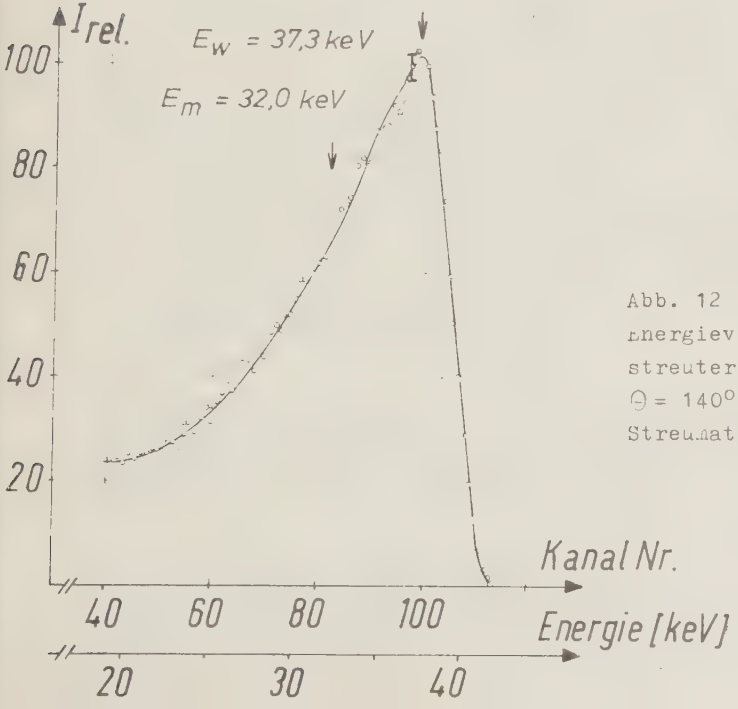


Abb. 12 : Gemessene Energieverteilung rückgestreuter Elektronen. $\Theta = 140^{o}$, E_o = 41,5 keV, Streumaterial: massives Al

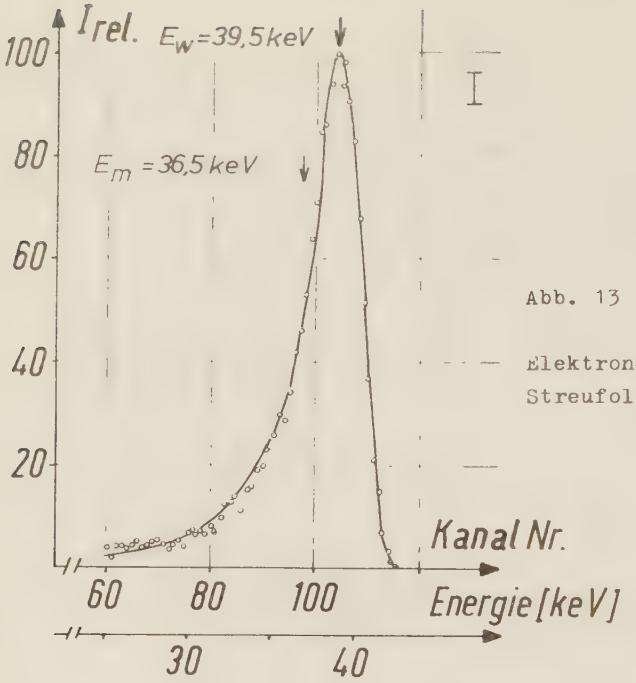


Abb. 13 : Gemessene Energieverteilung rückgestreuter Elektronen. Θ = 140°, E_o = 41,5 keV Streufolie: Au (d = 0,1347 mg/cm^2)

In Abb. 12 ist die Energieverteilung rückgestreuter Elektronen von massivem Au aufgezeichnet. Die Einschußenergie betrug E_o = 41,5 keV.

Bei Primärenergien E_o = 36,0 keV und E_o = 25,0 keV wurden ebenfalls die Energieverteilungen der rückgestreuten Elektronen bestimmt. Trägt man die Anzahl der rückgestreuten Elektronen als Funktion von E/E_o auf, so zeigen diese Rückstreukurven für die benutzten Primärenergien E_o den gleichen Verlauf.

In Abb. 13 ist eine Energieverteilung rückgestreuter Elektronen von Au der Dicke d = 0,1347 mg/cm^2 abgebildet.

Um sicher zu sein, daß vom Si(Li) - Zähler keine Elektronen wahrgenommen werden, die an den Kammerwänden gestreut werden, wurde der Kristallhalter aus dem Elektronenstrahl entfernt. Bei diesem Versuch wurden weniger als 10^{-2} Zählimpulse pro Sekunde registriert.

Es wurde darauf geachtet, daß die Elektronen senkrecht auf die Kristalloberflächen treffen, um die Meßergebnisse mit denen von Kulenkampff und Mitarbeiter[7] vergleichen zu können.

2. Diskussion der Ergebnisse

Beim Durchgang von schnellen Elektronen durch Materieschichten kann durch eine Vielzahl von Streuprozessen die Bahnrichtung so geändert werden, daß die Elektronen rückgestreut werden.

Unter Vernachlässigung der Einfach- und Mehrfachstreuprozesse behandelt Bothe[1] die Rückstreuung als diffusionstheoretisches Problem.

Bothe faßt die Winkelausbreitung der Elektronen als Diffusion auf einer Kugelfläche auf. Sie kann daher durch die Differentialgleichung von der Form der Wärmeleitungs- und Diffusionsgleichung beschrieben werden.

Der Vergleich zwischen experimentell ermittelten Energieverteilungen mit den theoretisch berechneten zeigt, daß der Verlauf der Kurven qualitativ übereinstimmt.

Die Kurven weisen einen flachen Anstieg von kleinen zu höheren Energien bis zu einem Maximum hin auf, um dann steiler zur Einschußenergie hin abzufallen.

Jedoch fällt auf, daß die Breite der theoretischen Verteilungskurven im Vergleich zu den experimentellen Kurven zu schmal ausfallen.

Der Grund dieser Abweichung liegt in der vereinfachenden Annahme der Bothe'schen Theorie, daß ein Elektron, welches um $\Theta > 90^{\circ}$ abgelenkt ist, als Rückstreuelektron aus der Materieschicht wieder heraustritt, sofern das Elektron hinreichende Energie noch besitzt.

Vielmehr können Elektronen in der Materieschicht mehrfache Umkehr erfahren, bevor sie die Schicht verlassen. Dies bewirkt eine Abnahme der mittleren Energie der gestreuten Elektronen, also eine Verbreiterung der Verteilungskurven.

Bothe berücksichtigt in seiner Theorie nur Streuprozesse an den Atomkernen. Die Streuung an den Atomelektronen ist zwar Z - mal geringer, muß sich jedoch bei Streufolien kleiner Ordnungszahl Z auf die Energieverteilung der rückgestreuten Elektronen bemerkbar machen.

Tabelle 3 : Nachweis der mittleren relativen Energieverluste $(\Delta E/E_o)_m$ und der wahrscheinlichsten relativen Energieverluste $(\Delta E/E_o)_w$ rückgestreuter Elektronen. Verglichen wurden die Ergebnisse von Kulenkampff[7] (Kulenk.) mit denen der vorliegenden Arbeit (vorl.Arb.).

Z	Element	Dicke	E_o [keV]	vorl.Arb. $\left(\frac{\Delta E}{E_o}\right)_m$	Kulenk. $\left(\frac{\Delta E}{E_o}\right)_m$	vorl.Arb. $\left(\frac{\Delta E}{E_o}\right)_w$	Kulenk. $\left(\frac{\Delta E}{E_o}\right)_w$
13	Al	mass.	41,5	0,44±0,01		0,36±0,01	
		mass.	36,0	0,42±0,01		0,37±0,01	
		mass.	25,8	0,42±0,01		0,37±0,02	
		mass.	20,0 - 40,0		0,43		0,34
79	Au	mass.	41,5	0,23±0,01		0,10±0,02	
		mass.	36,2	0,23±0,01		0,10±0,02	
		mass.	25,0	0,26±0,02		0,11±0,02	
		0,1347 mg/cm²	41,5	0,12±0,02		0,06±0,02	
		0,1347 mg/cm²	36,2	0,13±0,03		0,05±0,02	
78	Pt	mass.	20,0 - 40,0		0,24		0,06

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurden mit den Messungen von Kulenkampff und Mitarbeiter[7] verglichen, da deren experimentelle Rückstreuanordnung dem hier beschriebenen Experiment weitgehend entsprach.

Der Verlauf der Energieverteilung rückgestreuter Elektronen wird durch den wahrscheinlichsten Energieverlust ΔE_w und den mittleren Energieverlust ΔE_m weitgehend charakterisiert.

Der wahrscheinlichste Energieverlust ΔE_w ist als Differenz zwischen Einschußenergie und der Energie im Maximum der Meßkurve, der mittlere Energieverlust ΔE_m als Differenz von Einschußenergie und mittlerer Elektronenenergie der gestreuten Elektronen definiert.

In Tabelle 3 sind daher die mittleren relativen Energieverluste $(\Delta E/E_0)_m$ und wahrscheinlichsten relativen Energieverluste $(\Delta E/E_0)_w$ dieser Arbeit mit den Werten von Kulenkampff und Mitarbeitern verglichen.

Zu bemerken ist, daß bei Kulenkampff die rückgestreuten Elektronen unter einem Winkel $\Theta = 137^o$ beobachtet wurden, in der vorliegenden Arbeit unter $\Theta = 140^o$.

Kulenkampff gibt für seine Meßergebnisse einen Fehler von $\pm$ 5 % an.

Die Übereinstimmung der Meßergebnisse zeigt, daß die Energieverteilung rückgestreuter Elektronen gleich gut mit Si(Li) - Zählern wie mit der elektrischen Gegenfeldmethode bestimmt werden kann.

Die dem mittleren Energieverlust entsprechende Schichtdicke x, die die Elektronen in den polykristallinen Proben zurückgelegt haben, wurde nach Formel (1) berechnet. Trägt man die mittleren Schichtdicken x in $\mu g/cm^2$ gegen die Primärenergie E_0 in keV in doppeltlogarithmischem Maßstab auf (Abb. 14), so liegen die Meßpunkte für Al und Au jeweils gut auf einer Geraden.

Für die mittleren Schichtdicken x erhält man aus Abb. 14 die Beziehungen :

$$x_{Al}\ \mu g/cm^2 = 3{,}8\ (\ E_0\ [keV]\ )^{1{,}80}$$

$$x_{Au}\ \mu g/cm^2 = 10\ (\ E_0\ [keV]\ )^{1{,}32}\ .$$

Für alle benutzten Primärenergien E_0 zeigen die Energieverteilungen den gleichen Verlauf, wenn die Anzahl der rückgestreuten Elektronen als Funktion der Energie E der rückgestreuten Elektronen dividiert durch die Primärenergie E_0 aufgetragen wird.

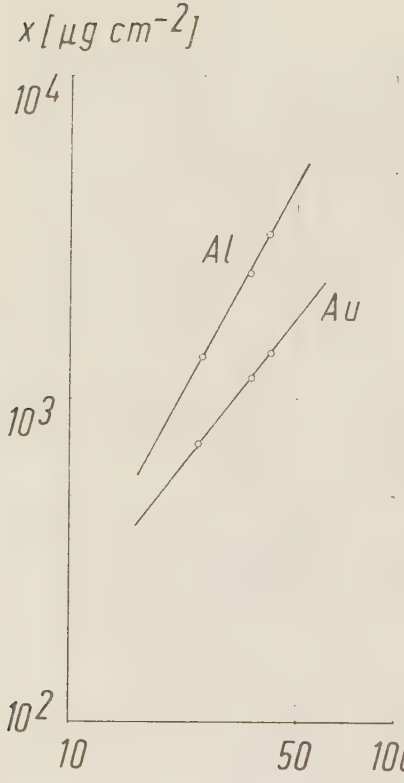


Abb. 14 : Doppeltlogarithmische Darstellung der mittleren Schichtdicke x, die die Elektronen mit der Energie $E_o - E_m$ durchlaufen haben, als Funktion der Primärenergie E_o aufgetragen.

V. Kanalisierungseffekte

1. Herstellung der Al Einkristalle

Kanalisierungseffekte von Elektronen im Rückstreuexperiment wurden an Al Einkristallen untersucht.

Die Al Einkristalle[18)+)] von 4 mm Durchmesser wurden in Graphittiegel nach dem Bridgman - Verfahren gezogen.
Um die Orientierungen der Kristalle in bezug auf die Stabachse niedrig indiziert zu erhalten, wurden Impfkristalle der gewünschten Orientierung benutzt.

+)
Herrn Dipl. Phys. R. Neumann danke ich für das Überlassen der Einkristalle.

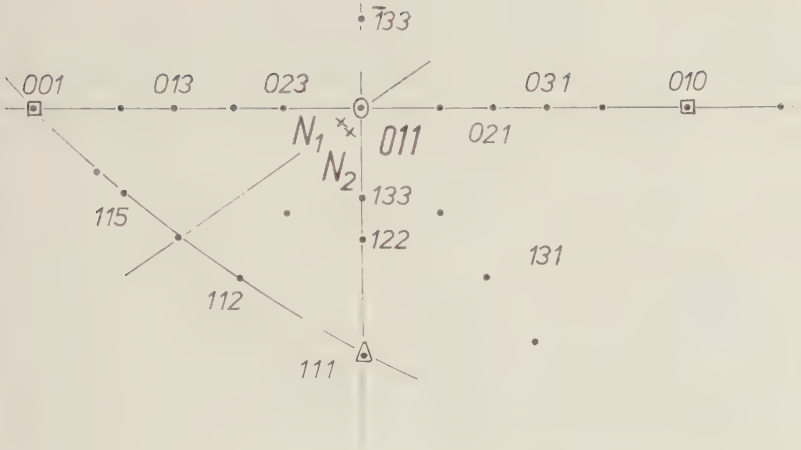


Abb. 15 : Lage der Kristallnormalen der untersuchten Al Einkristalle N_1 und N_2 in der Standardprojektion.

Die Ziehgeschwindigkeit betrug 6 cm/h. Die Atmosphäre beim Herstellungsprozess war Stickstoff, der Druck belief sich auf $5 \cdot 10^{-3}$ Torr. Ausgangsmaterial war Al (Raffinal) der Reinheit 99,99 %.

Die kristallographische Richtung der Stabachsen von den 10 cm bis 15 cm langen Einkristallen wurde mit Hilfe des Laue - Rückstrahlverfahrens bestimmt.

Da die Reflexe auf den Röntgenfilmen verschwommen waren, konnte auf Verunreinigung und Zerstörung der verwendeten Oberfläche geschlossen werden.

Um eine einwandfreie Oberfläche und somit scharfe Reflexe zu erhalten, wurden die Stirnflächen der Einkristalle elektrolytisch poliert. Der Kristall diente als Anode, der Elektrolyt bestand aus 40 ml o - H_3PO_4, 38 ml C_2H_5OH und 25 ml H_2O. Bei einer angelegten Spannung von U = 1,.., 2 V mußte ein Strom I = 0,4 A ungefähr 5 min. fließen, um Oberflächen guter Qualität zu erhalten.

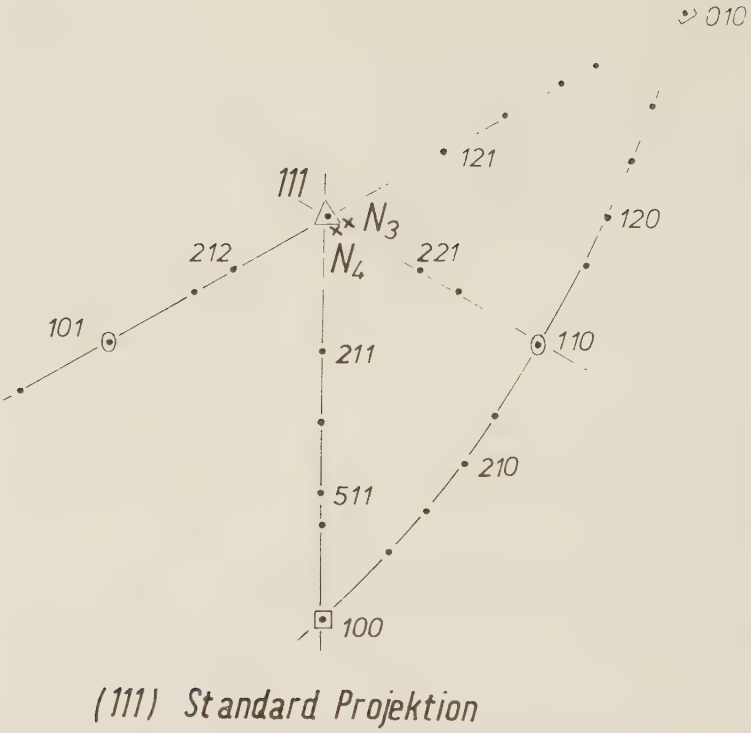


Abb. 16 : Lage der Kristallnormalen der untersuchten Al Einkristalle N_3 und N_4 in der Standardprojektion.

Nach Bestimmung der Kristallorientierung wurden Scheiben der Dicke d = 0,1 mm bis d = 1mm durch Funkenerosion von den Einkristallen abgeschnitten. Die Kristallplättchen wurden dann auf Kupferscheiben mit Hilfe von Zaponlack befestigt. Es wurde darauf geachtet, daß zwischen den Kristallproben und den Kupferscheiben eine leitende Verbindung bestand. Die Kupferscheiben konnten dann auf das Goniometer geschraubt werden.

Bevor die Einkristalle jedoch in die Rückstreukammer kamen, wurde die Orientierung der Kristallnormalen erneut mit Hilfe des Laue - Rückstrahlverfahrens bestimmt. Da die Genauigkeit der Orientierungsbestimmung $\pm$ 2° betrug, wurden die Kristalle auf den Kupferscheiben in der Stellung geröntgt, die einem Azimutwinkel des Goniometers von φ = 12° entsprach. Bei den Rückstreuversuchen mußten dann nur noch der Kippwinkel ψ und der Polarwinkel ϑ verändert werden.

An insgesamt 4 Kristallen wurden Kanalisierungseffekte untersucht. Die Lage der Kristallnormalen in den Standardprojektionen sind in Abb.15 und Abb. 16 dargestellt.

2. Messungen und Ergebnisse

Schießt man Elektronen in niedrig indizierte Richtungen eines Einkristalls ein, so erwartet man, daß die Rückstreurate sich gegenüber beliebigem Einschuß ändert. Aus den Rückstreuspektren muß man demnach ablesen können, ob die Einschußrichtung einer Kanalrichtung entspricht oder nicht.

Um die Kanalrichtung zu erhalten, wurden in den vorliegenden Experimenten der Azimutwinkel φ und der Polarwinkel ϑ fest eingestellt, der Kippwinkel ψ variiert (Abb. 3). Der Kippwinkel ψ wurde um 15° in Schritten von $0{,}5^{\circ}$ geändert. Die für verschiedene Kippwinkel ψ erhaltenen Rückstreuintensitäten wurden untersucht, um festzustellen ob eine Änderung auftrat. Die Rückstreuraten wurden auf gleiche Einschußintensitäten normiert.

Bei negativem Ergebnis wurde der Polarwinkel ϑ um $0{,}5^{\circ}$ verändert, um dann die Einschußrichtung in bezug auf den Kippwinkel ψ erneut zu ändern.

Es ergab sich, daß eine Änderung der Anzahl der rückgestreuten Elektronen auftrat, wenn der Einschuß der Elektronen in eine ausgezeichnete Richtung eines Einkristalls statt in eine beliebige Richtung erfolgte. Als Beispiel sind in Abb. 17 Rückstreuspektren des Al Einkristalls N_1 für zwei verschiedene Kippwinkel ψ bei festgehaltenem Polarwinkel $\vartheta = 0^{\circ}$ und Azimutwinkel $\varphi = 12^{\circ}$ aufgezeichnet. Das Spektrum $\psi = 0^{\circ}$ entspricht einem Einschuß in die $<110>$ Richtung, das Spektrum $\psi = 10^{\circ}$ in eine nicht ausgezeichnete Richtung. Die Primärenergie betrug $E_0 = 21{,}0$ keV.

Um festzustellen, wie sich die Anzahl der rückgestreuten Elektronen in Abhängigkeit von den eingestellten Kippwinkeln ψ änderte, wurde die Anzahl der Elektronen bestimmt,

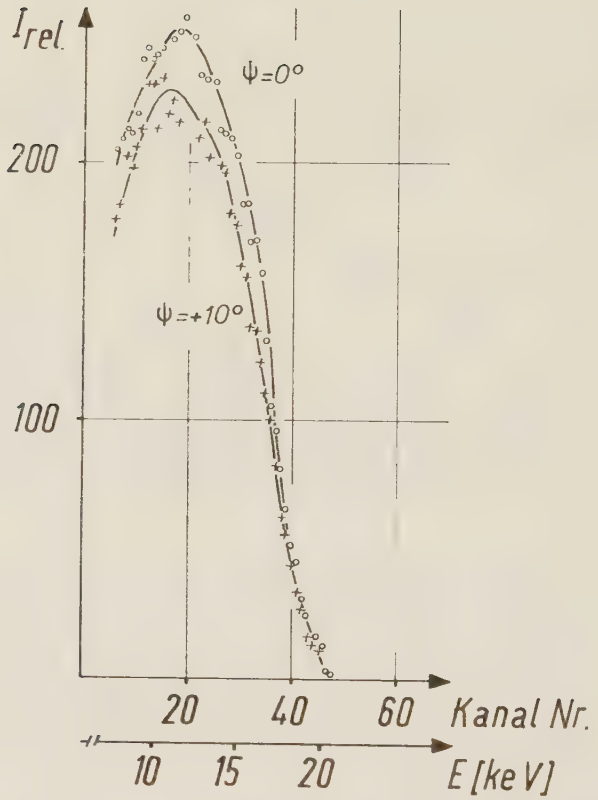


Abb. 17 : Gemessene Energieverteilung rückgestreuter Elektronen. E_o = 21 keV. Streumaterial : Al Einkristall N_1. Streuwinkel Θ = 145°, Azimutwinkel φ = 12°, Polarwinkel ϑ = 0°. Kippwinkeleinstellungen : ψ = 0° entspricht <110> Richtung, ψ = 10° entspricht einer nicht ausgezeichneten Einschußrichtung.

die im Al Einkristall N_1 einen Energieverlust zwischen ΔE_{w1} = 6 keV und ΔE_{w2} = 3 keV erfahren haben. In Abb. 18 ist die Anzahl dieser rückgestreuten Elektronen als Funktion des Kippwinkels ψ aufgetragen.

Um zu wissen, aus welchen Schichtdicken d unterhalb der Kristalloberfläche die Elektronen rückgestreut wurden, ist zunächst nach Landau[19] die Kristalldicke x in cm berechnet worden, die die Elektronen im Kristall durch-

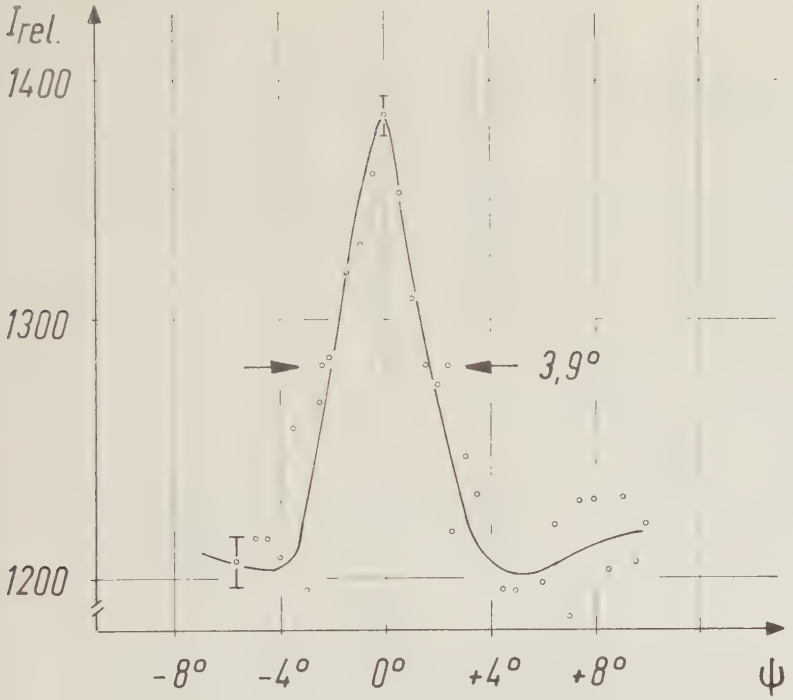


Abb. 18 : Anzahl $I_{rel.}$ vom Al Einkristall N1 rückgestreuter Elektronen als Funktion des Kippwinkels ψ . Berücksichtigt wurden alle Elektronen, die vom Si(Li) - Zähler mit Rückstreuenergien zwischen E_1 = 15 keV und E_2 = 18 keV nachgewiesen wurden. ψ = 0° entspricht der < 110 > Richtung.

laufen haben müssen, um Energieverluste zwischen ΔE_{w1} und ΔE_{w2} erfahren zu haben.

Nach Landau gilt :

$$\Delta E_w = a \cdot x \left[\ln \frac{m v^2 a x}{I^2 (1-\beta^2)} - \beta^2 + K \right] \quad (2)$$

mit K = 1,12; $a = 2\pi e^4 N Z / m v^2$; $\beta = v/c$; I = 150 eV.

Nach Formel (2) wurden für eine Primärenergie Eo = 21,0 keV und Energieverluste ΔE_{w1} = 6 keV und ΔE_{w2} = 3 keV die durch-

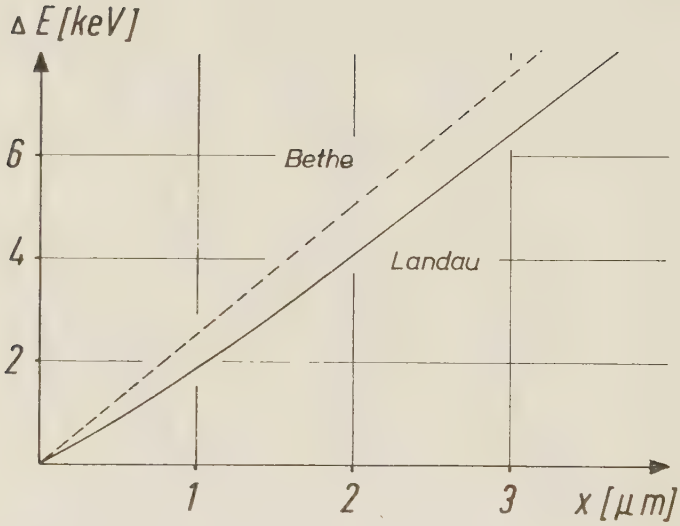


Abb. 19 : Vergleich der nach Bethe[16] (Formel (1)) und nach Landau[19] (Formel (2)) berechneten Energieverluste ΔE als Funktion der durchlaufenen Kristalldicke x in Al für Elektronen der Primärenergie E_0 = 21 keV.

laufenen Kristalldicken x_1 = 2,81μ und x_2 = 1,51μ errechnet. Unter Berücksichtigung des Streuwinkels Θ = 145° erhält man die Schichtdicken d_1 = 0,30 mg/cm² und d_2 = 0,17 mg/cm², aus denen die Elektronen rückgestreut werden.

In Abb. 19 ist der nach Formel (2) berechnete Energieverlust ΔE_w als Funktion der von den Elektronen in Al durchlaufenen Kristalldicke x für eine Primärenergie E_0 = 21,0 keV aufgetragen. Zum Vergleich ist der nach Bethe[16] (Formel (1)) berechnete Energieverlust $\overline{\Delta E}$ für gleiche Bedingungen aufgetragen.

Zu bemerken ist noch, daß der Energieverlust ΔE pro durchlaufener Kristalldicke x sowohl für kanalisierte (chan.) Elektronen als auch für nicht kanalisierte (random) Elektronen als gleich angenommen wurde, also der Quotient

$$\gamma = (\Delta E/\Delta x)_{chan.} / (\Delta E/\Delta x)_{random} = 1$$

gesetzt.

So haben z.B. Della Mea und Mitarbeiter[20] bei Rückstreuexperimenten an Si Einkristallen mit Protonen der Energie $E_0 = 1$ MeV festgestellt, daß die Meßergebnisse für Kanalisierungseffekte unter Berücksichtigung des Quotienten sowohl für $\gamma = 1$ als auch für $\gamma \leq 1$ und $\gamma = \gamma(E)$ gleich gut ausfielen.

Bei den Untersuchungen der $<110>$ Richtungen in den Al Einkristallen N_1 und N_2 sind zur Bestimmung der Kanalisierungskurven, die die Anzahl der rückgestreuten Elektronen als Funktion des Kippwinkels Ψ wiedergeben (Abb. 18), alle Elektronen berücksichtigt worden, die in den Kristallen Energieverluste 6 keV $\geq \Delta E_w \geq$ 2 keV erfahren haben. Die Halbwertsbreiten $\Delta\psi$ dieser Kanalisierungskurven betrugen $\overline{\Delta\psi} = (\ 4{,}05 \pm 0{,}30\ )^\circ$.

Der Quotient der Rückstreuraten $I_{chan.}$ im Maximum zu den Rückstreuraten I_{random} in den Ausläufern der Kanalisierungskurven für die $<110>$ Richtungen betrug $I_{chan}/I_{random} = 1{,}15$.

Wurden Elektronen zur Bestimmung der Kanalisierungskurven benutzt, die in den Kristallen N_1 und N_2 Energieverluste $\Delta E_w \leq 11$ keV erfahren haben, so machte sich eine Verringerung des Quotienten $I_{chan.}/I_{random}$ bemerkbar, die Halbwertsbreiten änderten sich innerhalb der Fehlergrenzen nicht.

In Abb. 20 ist die Rückstreuintensität von Elektronen, die im Kristall N_4 Energieverluste 2keV $\leq \Delta E_w \leq$ 4 keV erfahren haben, gegen den Kippwinkel ψ aufgetragen. Untersucht wurde bei diesem Experiment die $<111>$ Richtung von Al.

Für die Halbwertsbreiten bei den Messungen der Kristalle N_3 und N_4 ergab sich $\Delta\psi = (\ 2{,}10 \pm 0{,}20\ )^\circ$, der Quotient $I_{chan.}/I_{random}$ betrug 1,11.

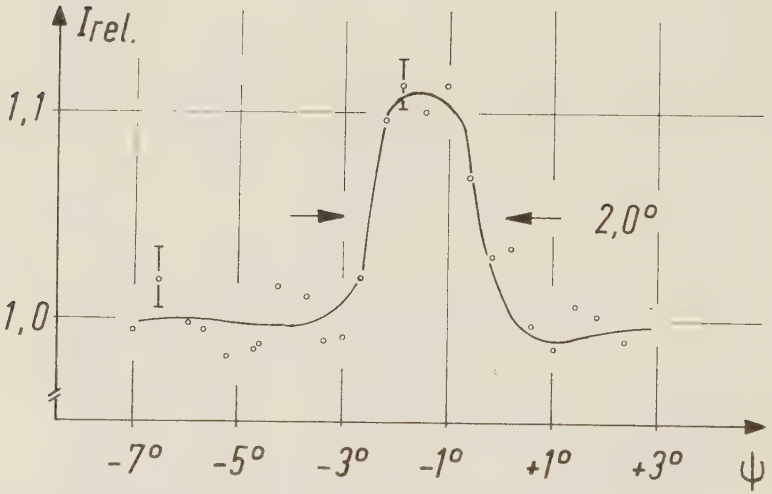


Abb. 20 : Anzahl $I_{rel.}$ der vom Al Einkristall N_4 rückgestreuten Elektronen als Funktion des Kippwinkels ψ . Berücksichtigt wurden alle Elektronen, die vom Si(Li) - Zähler mit einer Energie zwischen E_1 = 17 keV und E_2 = 19 keV nachgewiesen wurden. ψ = - 1,5° entspricht der <111> Richtung. E_o = 21,0 keV. Die Rückstreuintensitäten wurden für nicht ausgezeichnete Einschußrichtungen auf 1 normiert.

3. Diskussion der Ergebnisse

Werden in niedrig indizierte Richtungen oder Ebenen eines Einkristalls positiv geladene Ionen geschossen, so können diese von den Atomen der Ebenen bzw. Reihen geführt werden.

Theoretisch wurde dieser richtungsabhängige Effekt von Lindhard[21] behandelt.

Nach Lindhard spüren positive Teilchen, die parallel zu Richtungen oder Ebenen eines Einkristalls eingeschossen werden, ein über die Atome der Reihen und Ebenen gemitteltes Potential. Dieses bewirkt, daß die Ionen zwischen

den Potentialwällen der Atomreihen und -ebenen oszillieren. Die Ionen bewegen sich dann in Gebieten geringer Elektronendichte und erfahren somit einen kleineren Energieverlust im Kristall als nicht kanalisierte Teilchen. Experimentell wurde dieser Tatbestand durch Durchschußexperimente z.B. von Appleton[22] und Moak[23] bestätigt.

Durch diesen Führungseffekt verringert sich für die Ionen gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit, sich den Atomkernen so zu nähern, um unter großen Winkeln gestreut zu werden. Streuexperimente z.B. von Nelson[24] und Armstrong[25] unterstützen ebenfalls die theoretischen Aussagen von Lindhard.

Wegen ihrer negativen Ladung werden sich dagegen Elektronen bei Einschuß in Kanalrichtung bevorzugt in Kernnähe aufhalten. Dadurch erhöht sich wegen der geringen Stoßparameter die Wahrscheinlichkeit für Streuprozesse. Eine Zunahme der Streurate von kanalisierten Elektronen im Vergleich zu nicht bevorzugt eingeschossenen Elektronen muß die Folge sein.

Lindhard's klassische Betrachtung des Kanalisierungseffektes gilt sowohl für positive als auch für negative[26] Geschoßteilchen.

In Abb. 21 ist die Flugbahn von kanalisierten positiven und negativen Ionen qualitativ dargestellt.

Voraussetzung für den möglichen Kanalisierungsprozeß ist, daß der Einschußwinkel ψ des Elektrons zur Kanalachse die Bedingung $\psi \leqslant \psi_1$ erfüllt. Für ψ_1 gilt die Beziehung :

$$\psi_1 = (2 Z_2 e^2 / E_0 d)^{1/2} \qquad \text{für } \psi_1 \leqslant a/d \qquad (3)$$

Die Symbole haben folgende Bedeutung :

Z_2 = Kernladungszahl der Kristallatome
e = Elementarladung
d = Abstand der Atome in Kanalrichtung
E_0 = Primärenergie der eingeschossenen Elektronen
$a = a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$
= Thomas - Fermi - Radius
a_0 = Bohrscher Radius .

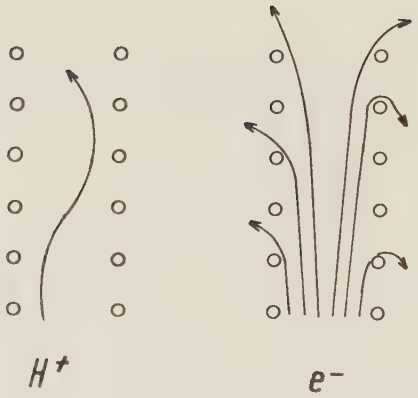


Abb. 21 : Qualitativer Bahnverlauf kanalisierter Ionen in einem Einkristall. o Lage der Atome in einer ausgezeichneten Richtung.

Für kleine Primärenergien E_o der eingeschossenen Elektronen wird $\psi_1 > a/d$; dann soll nach Lindhard[21] eine andere Beziehung gelten:

$$\psi \leqslant \psi_2 = (\psi_1 \; a/d)^{1/2} \qquad (4).$$

In der vorliegenden Arbeit wurden die $<110>$ und $<111>$ Richtungen von Al untersucht. Bei einer Primärenergie E_o der eingeschossenen Elektronen von $E_o = 21{,}0$ keV und der Gitterkonstanten $a_{Al} = 4{,}0414$ A[27] ergeben sich für die kritischen Winkel ψ_1 die Werte:

$$\psi_{1\,<111>} = 2{,}89^o \qquad \psi_{1<110>} = 4{,}52^o \; .$$

Da sowohl $\psi_{1\,<111>} \geqslant a/d = 1{,}5^o$ als auch $\psi_{1\,<110>} \geqslant a/d = 3{,}67^o$ sind, muß ψ_2 als kritischer Winkel betrachtet werden :

$$\psi_{2\,<111>} = 2{,}08^o \qquad \psi_{2<110>} = 4{,}08^o \; .$$

Wie nach der Theorie zu erwarten, zeigen die experimentellen Ergebnisse einen Anstieg der Rückstreuraten, wenn die Elektronen in die $<110>$ bzw. $<111>$ Richtung des Al geschossen werden.

Eine Verringerung der Halbwertsbreiten der Kanalisierungskurven (Abb. 18, Abb. 20) von <110> zu <111> ist in Übereinstimmung mit der Theorie festzustellen.

Auch die Abnahme des Verhältnisses $I_{chan.}$ zu I_{random} in den Kanalisierungskurven von <110> zu <111> ist durch die Verringerung der Nukleonendichte $Z_2 e / d$ der Atomreihen zu erklären.

Eine Zusammenfassung der Meßergebnisse ist in Tabelle 4 wiedergegeben.

Tabelle 4 : Zusammenfassung der durch Elektronenrückstreuung ermittelten Meßergebnisse für Kanalisierung. $\Delta\psi/2$ sind die experimentell ermittelten kritischen Winkel, ψ_2 die nach Lindhard[21] (Formel (4)) berechneten kritischen Winkel. $I_{chan.}$ ist die Anzahl der rückgestreuten Elektronen im Maximum, I_{random} die Anzahl der rückgestreuten Elektronen in den Ausläufern der Kanalisierungskurven. Primärenergie der Elektronen E_0 = 21,0 keV; Streuwinkel Θ = 145°.

Kristall	untersuchte Richtung	$\Delta\psi / 2$	ψ_2	$\frac{\Delta\psi/2}{\psi_2}$	$\frac{I_{chan.}}{I_{random}}$
Al N_1	<110>	$(1{,}95\pm0{,}15)^\circ$	4,08°	0,48	1,15
Al N_2	<110>	$(2{,}05\pm0{,}15)^\circ$		0,50	1,14
Al N_3	<111>	$(1{,}10\pm0{,}10)^\circ$	2,08°	0,53	1,10
Al N_4	<111>	$(1{,}00\pm0{,}10)^\circ$		0,48	1,11

Der experimentell ermittelte kritische Winkel $\Delta\psi/2$ entspricht der halben Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Einschußwinkel aufgetragen (Abb. 18, Abb. 20). Der Vergleich mit den theoretischen Werten ψ_2 zeigt, daß sowohl $\Delta\psi/2_{<110>}$ als auch $\Delta\psi/2_{<111>}$ sich innerhalb der Fehlergrenzen um den Faktor 0,5 von den berechneten Werten unterscheiden.

Die von Lindhard aufgestellte Regel der Umkehrbarkeit, die z.B. von Bøgh und Whitton[28] experimentell bestätigt wurde,

ermöglicht Rückstreuexperimente mit Emissionsexperimenten zu vergleichen.

Uggerhøj und Andersen[29] untersuchten die richtungsabhängige Emission von Positronen und Elektronen von Cu^{64} Atomen, die sich auf Gitterplätzen eines Cu Einkristalls befanden. Die Energie der Elektronen und Positronen erstreckte sich von 400 keV bis 1700 keV. Die experimentellen Resultate zeigten, daß der kritische Winkel für Positronen doppelt so groß ist wie für Elektronen. Die theoretisch und experimentell ermittelten kritischen Winkel stimmten für Positronen überein.

Uggerhøj und Frandsen[30] untersuchten die Rutherfordstreuung von Elektronen in Vorwärtsrichtung an Cu, Si und Au Einkristallen. Der Energiebereich der gestreuten Elektronen erstreckte sich von 405 keV bis 1 MeV hin. Die experimentell gefundenen kri-tischen Winkel wichen von den theoretischen Werten um den Faktor 0,6 ab.

Streuexperimente von Fujimoto und Mitarbeiter[31] zeigen, daß die kritischen Winkel in Si, Cu und Au bei Elektronen der Energien zwischen 100 keV und 1 MeV sich von den theoretischen Werten um den Faktor 0,6 unterscheiden.

Durchschußexperimente von Ok[32] weisen ebenfalls nach, daß die experimentellen kritischen Winkel von den theoretischen um den Faktor 0,5 bis 0,65 abweichen.

Grachev und Komar[10] untersuchten Kanalisierungseffekte von Elektronen der Energie E_o = 50 keV in Cu Einkristallen. Eine Zunahme der rückgestreuten Elektronen um 20 % bei Einschuß in Kanalrichtung war zu beobachten.

Auch Emissionsexperimente von Astner und Bergström[33] zeigen, daß sich die Intensität der in Kanalrichtung emittierten K - und L - Konversionselektronen von Xe^{133} in Ta Einkristallen um maximal 12 % änderte.

Daß die Rückstreuraten kanalisierter Elektronen in den vorliegenden Experimenten an Al nur eine Änderung um 11 % bzw. 15 % erfahren, kann die Oberflächenoxidschicht bewirken, die nach Schmidt[34] eine Dicke $d \approx 10^{-6}$ cm hat.
Diese polykristalline Schicht bewirkt eine Auffächerung

des Elektronenstrahls und somit eine Vergrößerung der Strahldivergenz; die Anzahl der zu kanalisierenden Elektronen wird dadurch verringert.

Rückstreuexperimente[35] von 1,8 MeV He - Ionen zeigen nämlich eine Zunahme der Dekanilisierungsrate von 0,02 auf 0,2 , wenn ein Si Einkristall mit polykristallinem Al der Dicke d = 880 Å beschichtet wird.

VI. Zusammenfassung

Die Energieverteilung rückgestreuter Elektronen an polykristallinen Al und Au Proben bei Primärenergien zwischen E_o = 25 keV und E_o = 45 keV wurde untersucht.

Als Nachweisgerät diente ein Si(Li) - Zähler.

Es wurde festgestellt, daß der Verlauf der Rückstreukurven unabhängig von der benutzten Primärenergie E_o ist, wenn die Anzahl der rückgestreuten Elektronen als Funktion der Rückstreuenergie E dividiert durch die Primärenergie E_o aufgetragen wird.

Aus den Rückstreukurven wurde die wahrscheinlichste Energie E_w, die der Energie im Maximum der Rückstreukurven entspricht, und die mittlere Energie E_m der rückgestreuten Elektronen ermittelt und mit Messungen von Kulenkampff[7] verglichen. Übereinstimmung wurde mit den Meßergebnissen festgestellt, die mit Hilfe der elektrischen Gegenfeldmethode ermittelt wurden.

An Al Einkristallen wurden Kanalisierungseffekte untersucht. Die Primärenergie der Elektronen betrug E_o = 21,0 keV, der Rückstreuwinkel Θ = 145°.

Die richtungsabhängige Änderung der Rückstreuraten wurde mit Hilfe der Theorie von Lindhard klassisch erklärt.

Die experimentell bestimmten kritischen Winkel sind um den Faktor 0,5 kleiner als die theoretischen Werte.

Die vorliegenden Resultate stehen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren, die Emissions-, Transmissions- und Streuexperimente mit Elektronen höherer Energie und an anderen Elementen durchgeführt haben.

Herrn Professor Dr. A. Flammersfeld danke ich für die Stellung der Aufgabe, die ständige Unterstützung und für die zahlreichen wertvollen Anregungen.

Literaturverzeichnis

1) Bothe, W. Ann. Phys. (6.) 6, 44 (1949)
2) Thümmel, H.-W. Z. Physik 179, 116 (1964)
3) Wagner, P. B. Phys. Rev. 35, 98 (1930)
4) Brand, J. O. Ann. Phys. (6.) 20, 148 (1957)
6) Kulenkampff, H., Spyra, W. Z. Physik 137, 416 (1954)
7) Kulenkampff, H., Rüttiger, K. Z. Physik 137, 426 (1954)
8) Kulenkampff, H., Rüttiger, K. Z. Physik 152, 249 (1958)
9) Bienlein, J. K., Schlosser, G. Z. Physik 174, 91 (1963)
10) Grachev, B. D., Komar, A. P., Korobochko, Yu. S., Mineev, U. I. Sov. Phys. - Solid St. 10, 1894 (1969)
11) Vorob'ev, A. A., Bodudaev, A. Ya., Vorob'ev, S. A., Kaplin, V. V. Sov. Phys. - Solid St. 14, 2808 (1973)
12) Steigerwald, K. H. Optik 5, 469 (1949)
13) Päschke, R. Diplomarbeit, Göttingen 1961 Dissertation, Göttingen 1963
14) Starke, Schröder Arch. Elektrotechn. 26, 277 (1932)
15) Stoffregen, H,-H. Diplomarbeit, Göttingen 1971
16) Bethe, H. A. Ann. Phys. 5, 325 (1930)
17) Nelms, A. T. Energy and Range of Electrons and Positrons, Washington D.C. 1958
18) Neumann, R., Neumann, P. Scripta Met. 4, 645 (1970)
19) Landau, L. J. Phys. USSR 8, 201 (1944)
20) Della Mea, G., Drigo, A. V., Lo Russo, S., P. Mazzoldi, Bentini, G. G., Desalvo, A., Rosa, R., Phys. Rev. B 7, 4029 (1973)
21) Lindhard, J. Dansk. Vid. Selsk., Mat. Fys. Medd. 34, No. 14 (1965)
22) Appleton, B. R., Erginsoy, C., Gibson, W. M. Phys. Rev. 161, 330 (1967)

23) Appleton, B. R., Noak, C. D., Noggle, T. S., Barratt, J. H. Phys. Rev. Lett. 28, 1307 (1972)
24) Nelson, R. S., Thompson, M. W. Phil. Mag. 8, 1677 (1963)
25) Armstrong, D. D., Gibson, W. M., Wegner, H. E. Rad. Effects 11, 241 (1971)
26) Lindhard, J. Atomic Collision Phenomena in Solids, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1970
27) Landolt - Börnstein Atom- und Molekularphysik, 4. Teil Kristalle, Berlin 1955
28) Bøgh, E., Whitton, J. L. Phys. Rev. Lett. 19, 553 (1967)
29) Uggerhøj, E., Andersen, J. U. Can. J. Phys. 46, 543 (1968)
30) Uggerhøj, E., Frandsen, F. Phys. Rev. B 2, 582 (1970)
31) Fujimoto, F., Tagaki, S., Komaki, K., Koike, H., Uchida, Y. Rad. Effects 12, 153 (1972)
32) Ok, Armagan H. H. Z. Physik 240, 314 (1970)
33) Astner, G., Bergström, I., Domeij, B., Eriksson, L., Persson, A. Phys. Lett. 14, 308 (1965)
34) Schmidt, M. Anorgan. Chemie I, Bibliograph. Institut, Mannheim 1967
35) Rimini, E., Lugujjo, E., Mayer, J. W. Phys. Rev. B 6, 718 (1972)

Lebenslauf

Am 27.8.1946 wurde ich als drittes Kind des Dipl. Ing. Herbert Stoffregen und seiner Ehefrau Ilse Dorothea, Geb. Weber, in Berlin - Lichterfelde geboren und evangelisch getauft. Ostern 1952 wurde ich in Berlin - Lichterfelde - West eingeschult. Aus beruflichen Gründen meines Vaters zogen wir 1953 nach Clausthal Zellerfeld, wo ich die Aufnahmeprüfung zum Besuch eines Gymnasiums erfolgreich ablegte. 1956 zogen wir nach Gevelsberg, wo ich das Städtische Gymnasium besuchte und Ostern 1965 das Abitur im Mathematisch - Naturwissenschaftlichem Zweig bestand.

Im Sommersemester 1965 begann ich an der Göttinger Universität das Studium der Physik. Am 13.2.1968 habe ich dort die Diplom - Vorprüfung und am 30.4.1971 die Diplom - Hauptprüfung für Physiker abgelegt. Die Diplom - Arbeit mit dem Titel ' Rückstreuung von Elektronen an dünnen Goldschichten im Energiebereich von 20 - 60 keV ' habe ich bei Prof. Dr. A. Flammersfeld am II. Physikalischen Institut angefertigt.